

Introduction

Table des matières

I - Équations de propagation	1
1) Rappel des équations de Maxwell ; cadre du chapitre	1
2) Équation de propagation sur le champ électrique	2
3) Équation de propagation sur le champ magnétique	2
II - Solutions sous forme d'OPPH	3
1) Forme des solutions	3
2) Structure de l'OemPPH dans le vide	4
3) Superposition d'OPPH	5
4) Polarisation d'une OPPH	5
III Aspects énergétiques	8
1) Densité volumique d'énergie	8
2) Vecteur de Poynting	8
3) Ordres de grandeur	9
4) Interprétation particulière	9
5) Valeurs moyennes	9

I - Équations de propagation

1) Rappel des équations de Maxwell ; cadre du chapitre

Le champ EM est solution des équations locales de Maxwell (valables dans tout référentiel galiléen) :

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{équation de Maxwell-Gauss}$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{équation de Maxwell-Faraday}$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad \text{équation de Maxwell-Thomson (ou Maxwell-flux)}$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad \text{équation de Maxwell-Ampère}$$

Dans tout le chapitre, on va étudier la propagation du champ électromagnétique dans *le vide de charges et de courant*, les équations de Maxwell deviennent alors :

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

$$\overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

2) Équation de propagation sur le champ électrique

Nous cherchons à obtenir des équations vectorielles découplant les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ en régime variable dans le temps. La "recette" consiste à calculer $\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{E})$ ou $\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{B})$.

$$\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{E}) = \vec{\text{rot}} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right)$$

en utilisant l'équation de Maxwell-Faraday. De plus, les dérivées temporelles et spatiales commutent, donc

$$\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\text{rot}} \vec{B}) = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

en utilisant l'équation de Maxwell-Ampère sans source (le milieu est le vide).

De plus,

$$\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{E}) = \vec{\text{grad}}(\text{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E} = -\Delta \vec{E}$$

car $\text{div} \vec{E} = 0$ (vide sans sources encore une fois). Au final, on trouve

ÉQUATION DE PROPAGATION DU CHAMP $\vec{E}$

Dans une région sans charge ni courant, l'équation de propagation du champ électrique s'écrit :

$$\Delta \vec{E} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

qui correspond en réalité à **3 équations de D'Alembert** pour chaque composante du champ électrique.

3) Équation de propagation sur le champ magnétique

Nous cherchons à obtenir des équations vectorielles découplant les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ en régime variable dans le temps. La "recette" consiste à calculer $\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{E})$ ou $\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{B})$.

$$\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{B}) = \vec{\text{rot}} \left(\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

en utilisant l'équation de Maxwell-Ampère. De plus, les dérivées temporelles et spatiales commutent, (théorème de Schwarz) donc

$$\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{B}) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\text{rot}} \vec{E}) = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right)$$

en utilisant l'équation de Maxwell-Faraday.

De plus,

$$\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{B}) = \vec{\text{grad}}(\text{div} \vec{B}) - \Delta \vec{B} = -\Delta \vec{B}$$

car $\text{div} \vec{B} = 0$ (Maxwell-flux). Au final, on trouve

ÉQUATION DE PROPAGATION DU CHAMP $\vec{B}$

Dans une région sans charge ni courant, l'équation de propagation du champ magnétique s'écrit :

$$\Delta \vec{B} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

qui correspond en réalité à **3 équations de D'Alembert** pour chaque composante du champ magnétique.

Je rappelle également que la **célérité** des ondes EM dans le vide est

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \approx 3,0 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$$

II - Solutions sous forme d'OPPH

Dans le cas où l'étude du champ EM se fait loin des sources de ce champ, et dans le vide donc, la propagation de l'onde est **unidimensionnelle** et la solution en onde plane progressive (harmonique) est justifiée (voir chapitres précédents).

1) Forme des solutions

a) l'OemPPH

En coordonnées cartésiennes, le laplacien vectoriel se distribue sur chacune des 6 composantes du champ EM ($E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z$). Ces composantes ne sont pas couplées par le laplacien, elles sont chacune solution d'une équation de D'Alembert scalaire du type :

$$\Delta s - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 s}{\partial t^2}$$

Les solutions de cette équation sont en tout point semblable à ce que l'on a déjà vu dans les chapitres précédents, on peut alors écrire ($\vec{r} = x\vec{u}_x + y\vec{u}_y + z\vec{u}_z$)

$$s(\vec{r}, t) = s_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} - \varphi_s)$$

où ω est la pulsation, $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{u}$ le vecteur d'onde ($\vec{u}$ est la direction de propagation de l'onde), qui sont identiques pour les 6 composantes du champ EM. Le retard de phase φ_s est quant à lui, propre à chaque composante de ce champ. L'onde EM plane progressive harmonique dans le vide peut donc s'écrire en coordonnées cartésiennes :

$$\begin{aligned} E_x(\vec{r}, t) &= E_{0x} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} - \varphi_{Ex}) & B_x(\vec{r}, t) &= B_{0x} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} - \varphi_{Bx}) \\ E_y(\vec{r}, t) &= E_{0y} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} - \varphi_{Ey}) & B_y(\vec{r}, t) &= B_{0y} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} - \varphi_{By}) \\ E_z(\vec{r}, t) &= E_{0z} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} - \varphi_{Ez}) & B_z(\vec{r}, t) &= B_{0z} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} - \varphi_{Bz}) \end{aligned}$$

NOTATION COMPLEXE D'UNE OEMPPH

À cette OemPPH dans le vide, on peut associer une notation complexe, comme on l'a déjà fait précédemment pour les ondes acoustiques ou sur une corde ; on introduit alors $\underline{\vec{E}}(\vec{r}, t)$ et $\underline{\vec{B}}(\vec{r}, t)$ les expressions complexes des parties électrique et magnétique de l'OemPPH dans le vide :

$$\underline{\vec{E}}(\vec{r}, t) = \underline{\vec{E}}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad \text{et} \quad \underline{\vec{B}}(\vec{r}, t) = \underline{\vec{B}}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

$\underline{\vec{E}}_0$ et $\underline{\vec{B}}_0$ sont les amplitudes complexes associées.

Les amplitudes complexes des champs ont alors pour expression :

$$\underline{\vec{E}}_0 = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{-i\varphi_{Ex}} \\ E_{0y} e^{-i\varphi_{Ey}} \\ E_{0z} e^{-i\varphi_{Ez}} \end{pmatrix}$$

et

$$\underline{\vec{B}}_0 = \begin{pmatrix} B_{0x} e^{-i\varphi_{Bx}} \\ B_{0y} e^{-i\varphi_{By}} \\ B_{0z} e^{-i\varphi_{Bz}} \end{pmatrix}$$

L'intérêt de cette notation est que les dérivations agissant sur les champs se résument à des multiplications :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i\omega \quad \vec{\nabla} \rightarrow -i\vec{k}$$

b) Relation de dispersion

Cette relation s'obtient toujours en introduisant la forme complexe précédente dans l'équation de propagation, et on trouve (pour les deux champs)

$$-\vec{k}^2 + \frac{\omega^2}{c^2} = 0$$

soit

$$\|\vec{k}\| = k = \frac{\omega}{c}$$

La célérité de l'OemPPH dans le vide est alors $v_\varphi = \frac{\omega}{k} = c$, ou également appelée "vitesse de phase", ne dépend pas de la fréquence de l'onde. On dit alors que la propagation de l'onde dans le vide est un phénomène non dispersif : *toutes les composantes fréquentielles du champ EM se propagent à la même vitesse.*

2) Structure de l'OemPPH dans le vide

On va écrire les équations de Maxwell avec les notations complexes et les règles de dérivation précédentes :

$$-i\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$$

équation de **Maxwell-Gauss**

$$-i\vec{k} \wedge \vec{E} = -i\omega \vec{B}$$

équation de **Maxwell-Faraday**

$$-i\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$$

équation de **Maxwell-Thomson (ou Maxwell-flux)**

$$-i\vec{k} \wedge \vec{B} = i\omega\mu_0\varepsilon_0\vec{E}$$

équation de **Maxwell-Ampère**

En prenant la partie réelle des équations de M-G et M-flux, on peut affirmer que $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont orthogonaux à $\vec{k}$ donc à la direction de propagation.

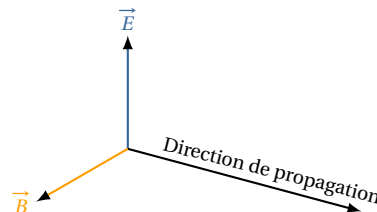
A RETENIR

À tout instant les champs électrique et magnétique dans le vide sont de direction orthogonale à la direction de $\vec{k}$. On dit alors que l'onde EM dans le vide est **transverse** (transverse électrique et transverse magnétique)

Prenons maintenant l'équation de M-F, et considérons la partie réelle :

$$\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}$$

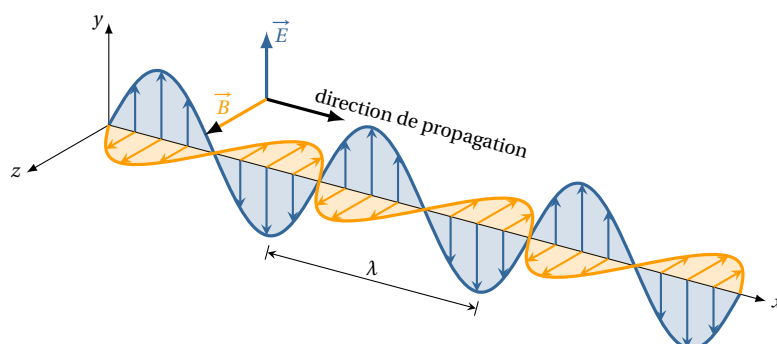
qui impose un *couplage* entre le champ électrique et magnétique, dans le vide. Le produit vectoriel impose alors que $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont également orthogonaux, et que le trièdre $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$ est direct, et que $\|\vec{E}\| = c\|\vec{B}\|$.



A RETENIR : STRUCTURE D'UNE OEMPPH DANS LE VIDE

- L'onde est transverse ;
- $\vec{E}$ est orthogonal à $\vec{B}$;
- $\|\vec{E}\| = c\|\vec{B}\|$;
- le trièdre $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$ est direct.

Un exemple d'onde OemPPH :



3) Superposition d'OPPH

Comme nous l'avons déjà dit plusieurs fois, le modèle de l'OPPH n'est pas un modèle réaliste. En revanche, l'analyse de Fourier permet d'affirmer que tout signal peut s'écrire comme la *superposition* d'OPPH, et cela est donc le cas en électromagnétisme. On écrira :

$$\underline{\Psi}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \underline{E}_m(\omega) e^{i(\omega t - \vec{k}(\omega) \cdot \vec{r})} d\omega$$

où $\underline{E}_m(\omega)$ est l'amplitude complexe (qui dépend éventuellement de ω) et $\vec{k}(\omega)$ est le vecteur d'onde donné par la relation de dispersion.

La connaissance des OemPPH de l'équation de D'Alembert, fonctions génératrices de *toutes* les solutions de cette équation, est donc primordiale. Il suffit alors de connaître ce lien entre l'amplitude complexe et ω pour caractériser totalement le système.

4) Polarisation d'une OPPH

a) Généralités

Grâce à la partie précédente, on peut affirmer qu'une OemPPH est totalement déterminée si l'on connaît 2 vecteurs parmi $\vec{E}$, $\vec{B}$ et $\vec{k}$. On a coutume de choisir le couple $(\vec{E}, \vec{k})$ pour décrire une telle onde :

- $\vec{k}$ indique sa direction de propagation ainsi que sa longueur d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et donc sa fréquence $f = \frac{c}{\lambda}$
- $\vec{E}$ détermine complètement la structure du champ EM puisque $B = \frac{E}{c}$ et le trièdre $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$ est direct.

Le mouvement décrit par l'extrémité du champ électrique, dans le plan d'onde, définit l'**état de polarisation** de l'onde. On distingue trois types de polarisation :

- la polarisation rectiligne
- la polarisation circulaire
- la polarisation elliptique

b) La polarisation rectiligne

Pour fixer les idées, considérons une OemPPH se propageant suivant l'axe des x croissants ($\vec{k} = k\vec{u}_x$). Le champ électrique oscille donc dans un plan parallèle à (yOz) . Adoptons la notation complexe pour exprimer le champ électrique :

$$\underline{\vec{E}}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ \underline{E}_{0y} e^{i(kx - \omega t)} \\ \underline{E}_{0z} e^{i(kx - \omega t)} \end{pmatrix}$$

Supposons que chaque composante oscille en phase ou en opposition de phase. Dans ce cas on a

$$\underline{E}_{0z} = \alpha \underline{E}_{0y}$$

avec $\alpha \in \mathbb{R}$. Plaçons-nous en $x = 0$ et observons la courbe décrite par l'extrémité du champ électrique.

$$\begin{cases} E_y(t) = A \cos(\omega t + \varphi) \\ E_z(t) = \alpha A \cos(\omega t + \varphi) \end{cases}$$

ou l'on a posé $\underline{E}_{0y} = A e^{i\varphi}$. Ainsi la composante suivant Oy oscille entre $-\alpha A$ et αA . De surcroît, à chaque instant $E_z(t) = \alpha E_y(t)$. Autrement dit, l'extrémité du champ électrique décrit un segment sur la droite d'équation $z = \alpha y$: on dit que l'onde est **polarisée rectilignement**. La figure ci-dessus propose une polarisation rectiligne avec $\alpha = 0$.

c) Polarisation elliptique

Voyons maintenant le comportement du champ électrique dans le cas général où les composantes ne sont ni en phase ni en opposition de phase. Posons

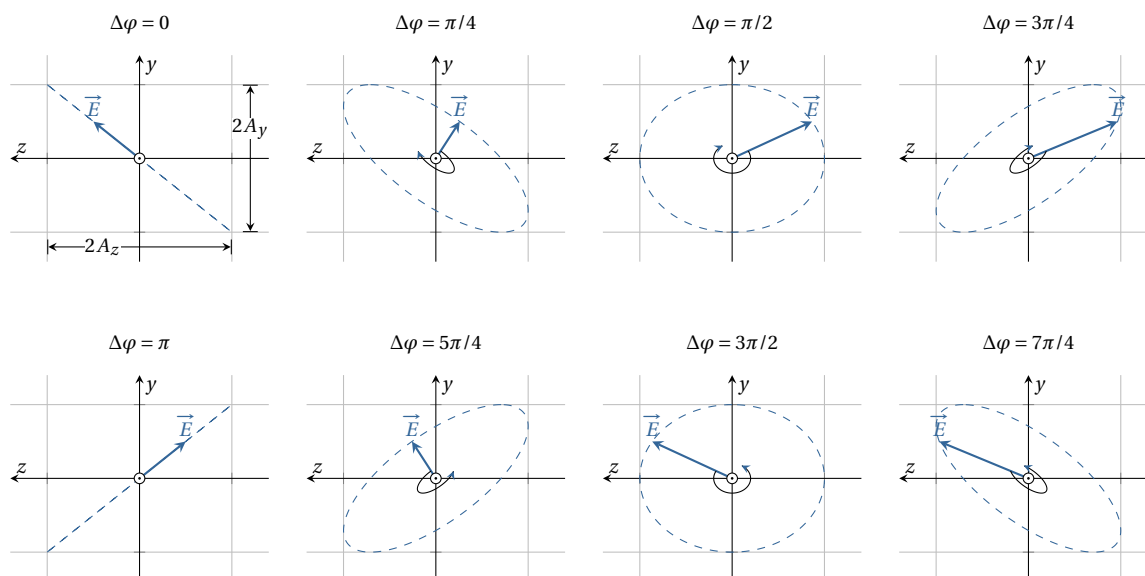
$$\underline{E}_{0y} = A_y e^{i\varphi_y} \quad \text{et} \quad \underline{E}_{0z} = A_z e^{i\varphi_z}$$

Dans le plan $x = 0$, la vibration électrique s'écrit, en réel :

$$\begin{cases} E_y(t) = A_y \cos(\omega t + \varphi_y) \\ E_z(t) = A_z \cos(\omega t + \varphi_z) \end{cases}$$

On montre que l'extrémité du champ électrique trace une ellipse inscrite dans un rectangle d'axes yOz et de dimensions $2A_y \times 2A_z$. On dit alors que l'onde présente une **polarisation elliptique**.

Lorsque cette ellipse est parcourue dans le sens horaire pour un observateur qui voit l'onde se diriger vers lui, on parle de polarisation elliptique *droite*; on a alors $\Delta\varphi = \varphi_z - \varphi_y \in]0; \pi[$. Dans le cas contraire, on parle de polarisation elliptique *gauche*.



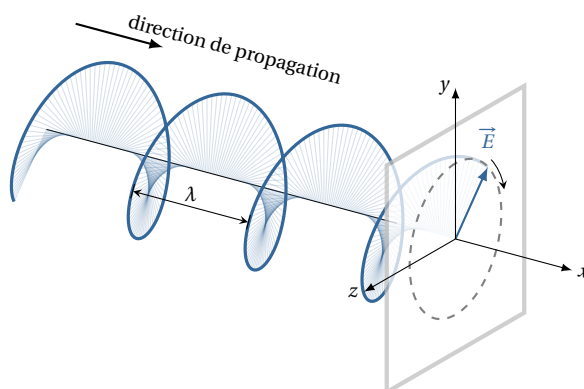
d) Polarisation circulaire

La polarisation circulaire est une polarisation elliptique particulière. Elle se rencontre lorsque les composantes du champ électrique oscillent avec la **même amplitude et en quadrature de phase**. L'ellipse se réduit alors à un cercle parcouru dans le sens horaire (circulaire droite) si $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ et dans le sens anti-horaire (circulaire gauche) si $\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2}$.

En notation réelle, on obtient

$$\begin{cases} E_y(t) = A \cos(\omega t + \varphi) \\ E_z(t) = \pm A \sin(\omega t + \varphi) \end{cases}$$

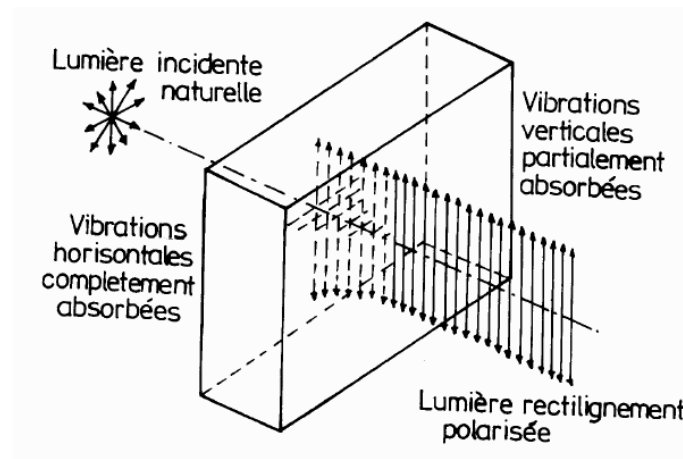
de sorte qu'à chaque instant $E_y(t)^2 + E_z(t)^2 = A^2$: l'extrémité du champ électrique décrit un cercle de rayon A .



e) Analyse d'une lumière polarisée rectilignement : loi de Malus

Lorsqu'une onde EM est polarisée rectilignement, le plan défini par $\vec{E}$ et le vecteur d'onde $\vec{K}$ (colinéaire à la direction de propagation) est alors appelé le **plan de polarisation**. En général, la lumière émise par le Soleil, ou une source de lumière naturelle est *non polarisée*.

Une catégorie importante de polariseurs (dispositif qui permet l'obtention de la lumière polarisée rectilignement de la lumière naturelle) est basée sur la propriété de *dichroïsme* de certains cristaux biréfringents comme la tourmaline. Un cristal de ce type absorbe une des deux composantes du champ $\vec{E}$ plus que l'autre (voir ci-dessous). Une composante du champ électrique s'amortit totalement au cours de la propagation dans le matériau ; dans la direction perpendiculaire, le champ est faiblement amorti.



Le vecteur champ électrique $\vec{E}$ peut être remplacé par ses deux composantes $E_{\text{perp}} = E \sin \theta$ perpendiculaire à la direction de polarisation et $E_{\text{para}} = E \cos \theta$ parallèle à elle. Si la direction de polarisation est $\vec{u}_y$ par exemple, $E_{\text{perp}} = E_z$ et $E_{\text{para}} = E_y$.

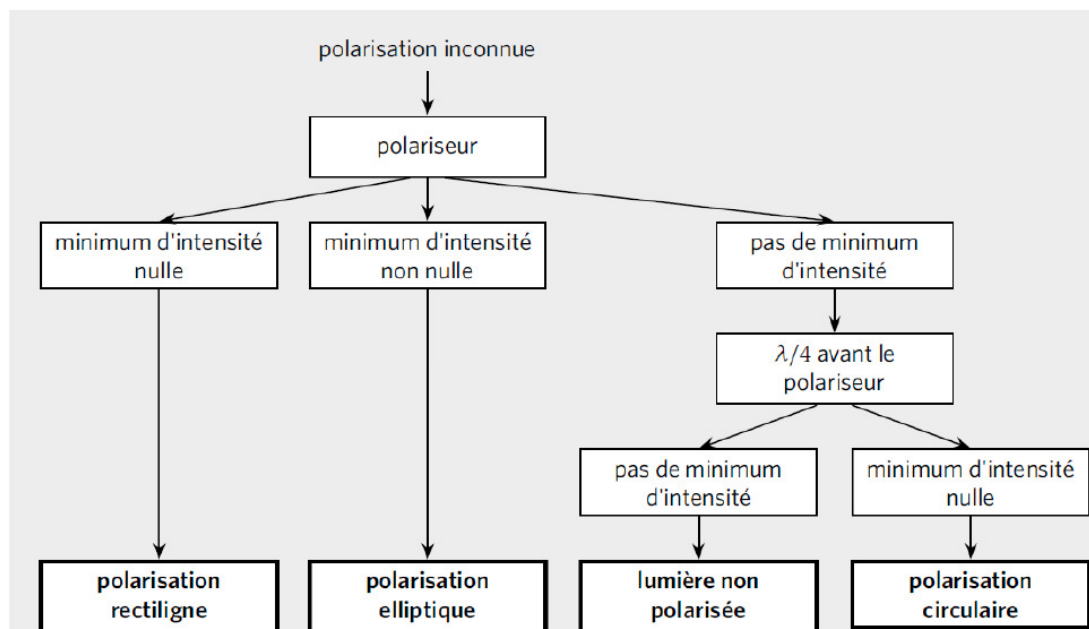
Évidemment seulement la deuxième composante sera transmise et l'autre sera absorbée. Pour mettre en évidence la propriété de polarisation de la lumière transmise par un polariseur, on doit utiliser un second polariseur, qui est d'habitude nommé analyseur. Si l'angle entre les directions préférentielles de ces deux polariseurs est noté α , l'analyseur va laisser passer seulement la composante parallèle à sa direction de polarisation $E_m \cos \alpha$ où E_m est l'amplitude de la lumière polarisée rectilignement incidente sur l'analyseur. L'intensité de la lumière est proportionnelle avec le carré de l'amplitude et à cause de ça, l'intensité du faisceau lumineux est décrite par la relation suivante :

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

c'est la loi de Malus.

f) Analyse d'une lumière inconnue (TP)

Je propose le tableau suivant pour étudier une lumière dont la polarisation est inconnue.



Dans ce tableau " $\lambda/4$ " correspond à une lame polaroïd dite *lame quart d'onde* qui induit un déphasage supplémentaire de $\frac{\pi}{2}$ sur une des 2 composantes du champ électrique (donc susceptible de transformer une polarisation rectiligne en circulaire ou inversement).

III - Aspects énergétiques

1) Densité volumique d'énergie

Dans le chapitre sur les équations de Maxwell, cette densité volumique d'énergie EM a été définie selon

$$u_{em} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \vec{E}^2 + \frac{\vec{B}^2}{2\mu_0}$$

On a déjà vu dans la partie II que $\|\vec{E}\| = c\|\vec{B}\|$, on peut donc simplifier l'expression :

$$u_{em} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \|\vec{E}\|^2 \left(1 + \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0 c^2} \right) = \epsilon_0 \|\vec{E}\|^2$$

A RETENIR

Dans le cas d'une **OemPPH dans le vide**, les deux contributions à la **densité volumique d'énergie EM** sont identiques.

$$u_{elec} = u_{mag} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \|\vec{E}\|^2$$

et

$$u_{em} = \epsilon_0 \|\vec{E}\|^2$$

2) Vecteur de Poynting

Le vecteur de Poynting, quant à lui est défini par

$$\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$$

De la même manière que précédemment, la structure transverse de $\vec{E}$ et $\vec{B}$ pour une onde EM dans le vide impose

$$\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega} = \frac{\vec{u}_x \wedge \vec{E}}{c}$$

dans le cas d'une propagation selon $\vec{u}_x$ ($\vec{k} = k\vec{u}_x$). Le calcul du double produit vectoriel donne

$$\vec{\Pi} = \epsilon_0 c \|\vec{E}\|^2 \vec{u}_x$$

A RETENIR

Le **vecteur de Poynting d'une OemPPH dans le vide** se propageant selon $\vec{u}_x$ est

$$\vec{\Pi} = \epsilon_0 c \|\vec{E}\|^2 \vec{u}_x$$

L'énergie d'une OemPPH dans le vide se propage alors à la célérité c dans la direction $\vec{u}_x$, qui correspond à la direction de propagation de l'onde.

Remarque :

- Dans le domaine optique, les détecteurs ne peuvent pas mesurer directement le champ électrique de l'onde EM, car celle-ci oscille avec une période de l'ordre de 10^{-15} s, alors que le temps de réponse τ des détecteurs sont de l'ordre de 10^{-6} s (voir thème d'optique). Les détecteurs vont alors être sensibles au flux surfacique moyen d'énergie arrivant à leur surface. On définit alors l'intensité lumineuse qui s'exprime en W.m^{-2} par

$$I = \langle \vec{\Pi} \cdot \vec{u}_x \rangle = \epsilon_0 c \langle \|\vec{E}\|^2 \rangle$$

où $\langle . \rangle$ représente la valeur moyenne temporelle sur le temps τ . C'est cette définition de l'intensité qui est utilisée en optique.

- Les résultats obtenus dans cette partie, aussi bien concernant u_{em} que $\vec{\Pi}$ sont indépendants de ω , ils peuvent donc être étendus à une OemPP (non H donc...) dans le vide.

3) Ordres de grandeur

Système	Soleil	Laser 1mW	Téléphone en veille	Téléphone en appel
$\langle \Pi \rangle$ en W.m^{-2}	1400	1000	0,008	0,5
$\ \vec{E}\ $ en V.m^{-1}	1200	1000	2,39	20

4) Interprétation particulière

Dans le cours d'introduction au monde quantique de PCSI, l'égalité de Planck-Einstein donne l'énergie transportée par un photon $E = h\nu$ où ν est la fréquence de l'onde EM correspondante.

Le vecteur de Poynting décrit le flux d'énergie par unité de surface. Dans le modèle corpusculaire de la lumière, ce flux d'énergie correspond à un flux de photons, chaque photon transportant l'énergie E .

Le *flux surfacique de photons* ou nombre de photons incidents sur une surface S par unité de surface et de temps correspond à

$$\frac{\delta N_p}{dS dt} = \frac{\langle \vec{\Pi} \cdot \vec{u}_x \rangle}{h\nu}$$

Exemple :

Laser HeNe de puissance 1mW sur une surface $S = 1 \text{ mm}^2$; $I = 10^{-3}/10^{-6} = 10^3 \text{ W.m}^{-2}$; de plus $\lambda = 633 \text{ nm}$ (rouge) donc $E = h\nu = 3,13 \cdot 10^{-19} \text{ J}$; ainsi le flux surfacique de photons est $3 \cdot 10^{21}$ photons par mètre carré et par seconde.

5) Valeurs moyennes

- Avec les expressions réelles
- Avec les expressions complexes